



Étude d'états excités de ^{22}Ne a l'aide des résonances de capture radiative de particules alpha par ^{18}O entre 1,6 et 5,0 MeV d'énergie incidente

G. Chouraqui, Th. Muller, M. Port, J.M. Thirion

► To cite this version:

G. Chouraqui, Th. Muller, M. Port, J.M. Thirion. Étude d'états excités de ^{22}Ne a l'aide des résonances de capture radiative de particules alpha par ^{18}O entre 1,6 et 5,0 MeV d'énergie incidente. Journal de Physique, 1970, 31 (4), pp.249-254. 10.1051/jphys:01970003104024900 . jpa-00206899

HAL Id: jpa-00206899

<https://hal.science/jpa-00206899>

Submitted on 1 Jan 1970

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ÉTUDE D'ÉTATS EXCITÉS DE ^{22}Ne A L'AIDE DES RÉSONANCES DE CAPTURE RADIATIVE DE PARTICULES ALPHA PAR ^{18}O ENTRE 1,6 ET 5,0 MeV D'ÉNERGIE INCIDENTE

G. CHOURAQUI, Th. MULLER, M. PORT et J. M. THIRION

Institut de Recherches Nucléaires, Strasbourg 3

(Reçu le 24 octobre 1969)

Résumé. — La courbe d'excitation du rayonnement γ de 350 keV issu de la réaction $^{18}\text{O}(\alpha, n\gamma) ^{21}\text{Ne}$ a été mesurée entre 1,6 et 5 MeV. Six nouvelles résonances ont été observées correspondant aux niveaux du ^{22}Ne : $E_x = 11,199$ MeV ($E_x = 1,873$ MeV ; $\Gamma_t = 7$ keV) ; 11,271 (1,961 ; 7) ; 11,431 (2,156 ; 47) ; 11,519 (2,263 ; 6) ; 11,577 (2,335 ; 16) ; 11,745 (2,540 ; 41).

Nous avons relevé les spectres de désexcitation par rayonnement γ de tous les niveaux mis en évidence et mesuré les distributions angulaires des rayonnements γ de la réaction $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma) ^{22}\text{Ne}$ chaque fois que l'intensité de transition le permettait. En fait seules trois résonances déjà observées se trouvaient dans ce cas. Pour le niveau $E_x = 11,462$ MeV (2,194 ; 9) la distribution angulaire a permis de fixer $J^\pi = 1^-$. Pour les niveaux $E_x = 11,682$ MeV (2,463 ; 8) et $E_x = 11,751$ MeV (2,547 ; 8) les valeurs respectives $J^\pi = 2^+$ et $J^\pi = 1^-$ ont été confirmées. Des rapports d'embranchement (γ_0/γ_1) ont pu être déterminés pour ces trois niveaux ainsi que les coefficients de mélange de multipolarité des transitions γ_1 . Des limites supérieures des intensités de transition $\omega\gamma$ pour les transitions $\gamma_0 + \gamma_1$ sont données pour les autres niveaux.

Abstract. — The excitation curve for the 350 keV radiation from the $^{18}\text{O}(\alpha, n\gamma) ^{21}\text{Ne}$ reaction has been measured. Six new resonances have been observed corresponding to ^{22}Ne levels : $E_x = 11,199$ MeV ($E_x = 1,873$ MeV ; $\Gamma_t = 7$ keV), 11,271 (1.961 ; 7), 11,431 (2.156 ; 47), 11,519 (2.263 ; 6), 11,577 (2.335 ; 16), 11,745 (2.540 ; 41).

Gamma decay spectra were observed for all levels and angular distributions measured for levels with strong enough gamma yield. Actually this only occurred for three previously observed resonances. For the $E_x = 11,462$ MeV (2.194 ; 9) level the angular distribution analysis lead to the $J^\pi = 1^-$ assignment. For the levels $E_x = 11,682$ MeV (2.463 ; 8) and $E_x = 11,751$ MeV (2.547 ; 8) the earlier J^π assignments of respectively 2^+ and 1^- were confirmed. Branching ratios (γ_0/γ_1) could be determined for these three levels as well as multipole mixing coefficients for the γ_1 radiations. Upper limits of the $\gamma_0 + \gamma_1$ transition strengths $\omega\gamma$ are given for the other levels.

Introduction. — L'interprétation théorique des niveaux excités du ^{22}Ne est en bon accord avec les résultats expérimentaux jusque vers 6 MeV [1, 2]. Pour les niveaux plus élevés mettant probablement en jeu une excitation multiple du cœur et des particules extérieures, en particulier pour les états de parité négative, les configurations théoriques n'ont jusqu'à présent pas été calculées. Des études expérimentales ont cependant été consacrées à la région d'excitation comprise entre 11 et 14 MeV par les réactions $^{18}\text{O}(\alpha, \alpha) ^{18}\text{O}$ [3, 4] et $^{18}\text{O}(\alpha, n) ^{21}\text{Ne}$ [5, 6, 7].

Entre 11 et 11,6 MeV d'énergie d'excitation, un seul niveau est mentionné dans la littérature [5]. Nous avons étudié la capture radiative $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma) ^{22}\text{Ne}$ dans le but de déterminer le spin et la parité de ce niveau. Le présent travail permet en outre de donner cinq autres niveaux dans cette même région.

Les niveaux excités de 11,6 à 14 MeV sont mieux connus [3, 4, 7]. Nous avons cependant pu déterminer

un nouvel état excité à 11,745 MeV et préciser les caractéristiques de la désexcitation par rayonnement γ de douze autres niveaux (voir aussi [8]).

La difficulté de l'étude des transitions γ de ces niveaux excités réside essentiellement dans la faiblesse des sections efficaces de la capture $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma) ^{22}\text{Ne}$, rendant excessivement long l'établissement d'une courbe d'excitation précise. Cette difficulté a pu être tournée par l'étude préalable de la courbe d'excitation de la transition γ de 350 keV du premier état excité à l'état fondamental du ^{21}Ne , provenant de la réaction $^{18}\text{O}(\alpha, n) ^{21}\text{Ne}$ (Fig. 1) et que nous désignerons par $^{18}\text{O}(\alpha, n\gamma_{350}) ^{21}\text{Ne}$ (Fig. 2). A l'aide de cette réaction de bon rendement nous avons pu mettre en évidence des résonances mêmes faibles, correspondant aux niveaux excités du ^{22}Ne susceptibles de se désexciter par un neutron n_i ($i \geq 1$). Les distributions angulaires de la capture $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma) ^{22}\text{Ne}$ sont alors, si possible, effectuées. Des déterminations expérimentales

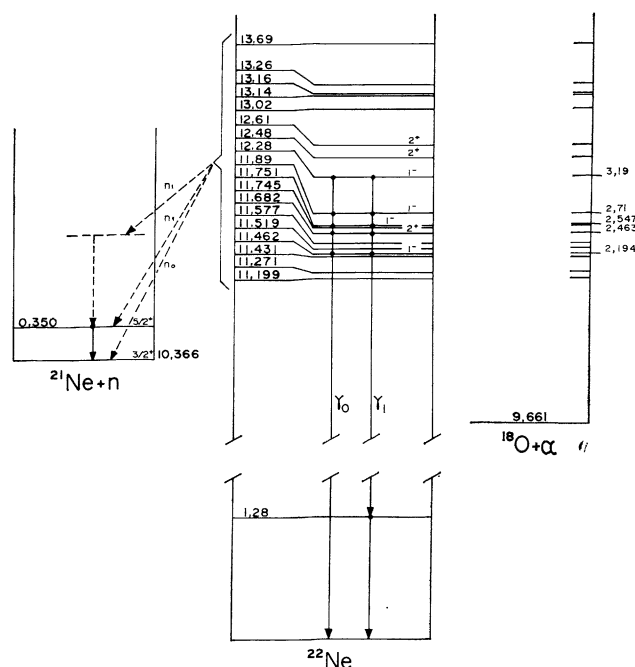


FIG. 1. — Niveaux d'énergie du noyau ^{22}Ne . Seuls les niveaux de la présente étude y sont figurés ; d'autres états excités de la même région sont mentionnés dans les références [3] et [7]. Seuls des rayonnements γ_0 vers l'état fondamental et γ_1 vers le premier état excité ont pu être détectés en raison de l'intense bruit de fond produit par les neutrons dans le scintillateur NaI et dont le spectre, pratiquement exponentiel, s'étend jusqu'à environ 9,5 MeV d'énergie γ .

tales de l'asymétrie de détection et des facteurs d'atténuation dus à l'angle solide ont été réalisées grâce à l'étude des distributions angulaires de niveaux connus. C'est donc une méthode à deux étapes que nous avons mise en œuvre sur toute la zone d'énergie incidente entre 1,6 et 5 MeV. Des résultats complets concernant de nouvelles résonances ont pu être trouvés et partout ailleurs les résultats antérieurs ont pu être complétés et précisés.

Méthode expérimentale. — La présente étude a été entreprise à l'aide des faisceaux $(^4\text{He})^+$ délivrés par les accélérateurs Van de Graaff de 3 MeV ($E_\alpha < 2,7$ MeV), 4 MeV ($2,7 E_\alpha < 3,8$ MeV), 5,5 MeV ($E_\alpha > 3,8$ MeV) du Groupe de Laboratoires de Strasbourg. Après accélération, le faisceau était défléchi par un aimant d'analyse dont le champ magnétique était mesuré à l'aide d'un fluxmètre à résonance magnétique nucléaire. Pour tous les accélérateurs, le calibrage en énergie du faisceau était obtenu par l'étude de la résonance à $E_\alpha = 2,711$ MeV [8] dans la réaction $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma_0)^{22}\text{Ne}$.

Les cibles d'oxyde de tantale sont obtenues par oxydation anodique du tantale en milieu enrichi (86,5 % ^{18}O , 1 % ^{17}O , 12,5 % ^{16}O). Nous avons utilisé trois épaisseurs de cibles correspondant à des tensions d'oxydation de 10, 40 et 132 volts, c'est-à-dire respec-

tivement 6, 24 et 80 keV pour des particules alpha de 3 MeV.

Les rayonnements gamma ont été détectés à l'aide de trois cristaux cylindriques NaI(Tl) de 7,62 cm \times 7,62 cm et de résolution voisine de 7 % pour la radiation γ de 0,662 MeV du ^{137}Cs . Ces cristaux étaient montés sur des photomultiplicateurs RCA du type 8054 et blindés par une épaisseur de 8 cm de plomb.

Pour le relevé de la fonction d'excitation du rayonnement γ de 350 keV allant du premier niveau excité vers le niveau fondamental du ^{21}Ne et provenant de la réaction $^{18}\text{O}(\alpha, n\gamma)^{21}\text{Ne}$, le détecteur de meilleure résolution a été placé à 1,5 cm de la cible et à 45° du faisceau incident. Après amplification, les impulsions délivrées par ce détecteur étaient analysées par un sélecteur 400 canaux. Pour les mesures de distribution angulaire, deux des scintillateurs étaient mobiles autour d'un axe passant par la cible et leurs faces antérieures étaient à une distance de 4,8 cm de cette dernière. Trois mesures permettaient ainsi de relever les taux de comptage à cinq angles $\theta = 2,4^\circ, 26,6^\circ, 42,6^\circ, 67,2^\circ$ et $87,6^\circ$. Les mesures à $\theta = 42,6^\circ$ étaient effectuées simultanément par les deux détecteurs mobiles et permettaient ainsi la normalisation de ces détecteurs entre eux. Le troisième détecteur était fixe à une distance de 2,0 cm de la cible. Les impulsions délivrées par les trois photomultiplicateurs étaient amplifiées et analysées simultanément par un sélecteur à 4 096 canaux utilisé en multivoie [9]. De plus, un sélecteur 400 canaux permettait d'analyser une portion choisie du spectre du détecteur fixe.

Les comptages des deux détecteurs mobiles étaient ramenés à un comptage constant du détecteur fixe, permettant ainsi de compenser, par exemple, d'éventuelles variations d'énergie du faisceau. Les distributions angulaires étaient faites à l'énergie de résonance. Des mesures identiques étaient faites de part et d'autre de cette énergie et servaient à corriger les mesures pour le bruit de fond. Les différences de temps de mesure étaient également compensées grâce à une mesure de bruit en l'absence de faisceau. L'ensemble de ces corrections était complété par l'application des coefficients d'atténuation dus à la dimension finie des détecteurs [10]. La valeur du coefficient d'atténuation J_2/J_0 a été déterminée expérimentalement à l'aide d'une distribution angulaire du niveau à 2,711 MeV ($J^\pi = 1^-$) [8] et trouvée égale à $0,84 \pm 0,03$. Cette détermination avait de plus l'avantage de tenir compte de l'anisotropie expérimentale du système de détection (défaut de centrage, absorption non isotrope par la boîte de cible ou le support de cible). Enfin, le fait que pour chaque rayonnement gamma, seule une fraction du nombre de coups total, de l'ordre de 40 %, était prise en considération (fenêtre comprenant en général le pic photoélectrique E_0 et le pic $E_0 - 0,511$ MeV) n'introduisait pas d'erreur supplémentaire comme cela aurait été le cas en employant des valeurs théoriques des coefficients d'atténuation [11].

COURBE D'EXCITATION DE 1,7 A 2,7 MeV. — La figure 2 présente la courbe d'excitation obtenue pour une fenêtre correspondant au photopic du rayonnement γ de 350 keV de la réaction $^{18}\text{O}(\alpha, n\gamma_{350})^{21}\text{Ne}$, où les pics sont numérotés de 1 à 9. La cible d'oxyde de tantale utilisée correspondait à une épaisseur de 6,5 keV pour des alpha de 2,5 MeV. Des mesures effectuées entre 1,6 et 1,7 MeV n'ont mis en évidence aucune résonance.

Les pics numérotés de 1 à 9 dans la courbe d'excitation (Fig. 2) sont sans ambiguïté des résonances de la réaction $^{18}\text{O}(\alpha, n\gamma_{350})^{21}\text{Ne}$. La résonance n° 4, vu sa position en énergie et son intensité relativement grande, peut être identifiée avec la résonance observée vers 2,21 MeV dans la réaction $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}$ [5]. Les résonances n°s 7 et 9 correspondent aux résonances à 2,468 MeV et 2,556 MeV observées dans la même réaction [7]. En outre, pour le niveau du ^{22}Ne à 11,69 MeV correspondant à la résonance n° 7, une étude de diffusion élastique [4] propose $J^\pi = 2^+$, et pour la résonance n° 9 deux résultats concordants [3, 4] fixent $J^\pi = 1^-$.

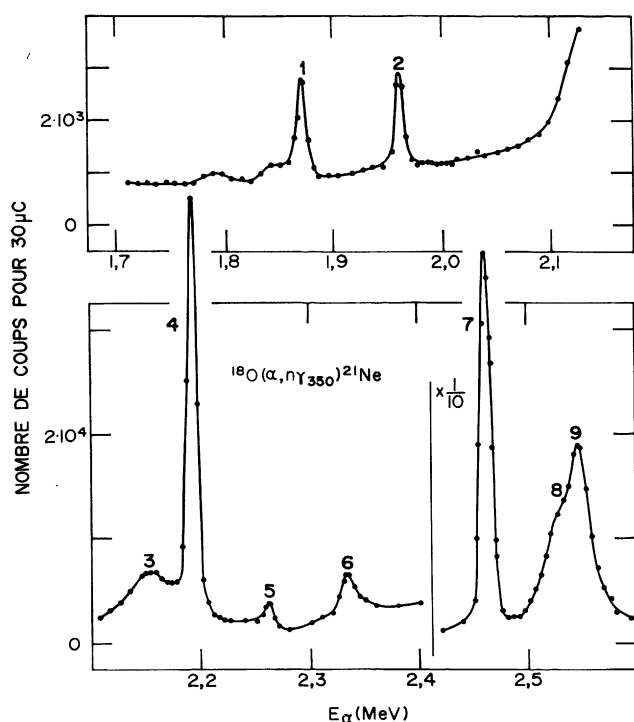


FIG. 2. — Fonction d'excitation de la transition γ de 350 keV entre le premier état excité et l'état fondamental du ^{21}Ne .

On voit que l'étude de la désexcitation des niveaux du ^{22}Ne correspondant aux résonances n°s 1 à 9 était ainsi justifiée, car sur neuf niveaux mis en évidence, trois seulement avaient été cités dans la littérature.

Dans une seconde étape, nous avons donc relevé les spectres γ au sommet de chacune de ces résonances pour 100 μC (^4He) $^+$ à l'aide d'un détecteur 7,62 cm \times

7,62 cm à 1,5 cm de distance de la cible, sous un angle de 45° (les angles de 0° et 90° étaient à exclure car deux des distributions angulaires typiques attendues s'annulent pour ces valeurs). Seules les résonances 4, 7 et 9 nous donnèrent un spectre γ présentant des transitions, γ_0 vers l'état fondamental ou γ_1 vers le premier état excité, d'intensité mesurable, permettant une éventuelle distribution angulaire. Pour toutes les autres résonances, les limites supérieures des intensités de transition $\omega\gamma$ [12] pour les transitions $\gamma_0 + \gamma_1$ ont pu être déterminées (Tableau I).

TABLEAU I

N° Rés	$E_{\text{rés}}$ MeV	E_x MeV	Γ_{tot} keV	$\omega\gamma$ ($\gamma_0 + \gamma_1$) eV
—	—	—	—	—
1	1,873	11,199	7	$\leq 0,006$
2	1,961	11,271	7	$\leq 0,009$
3	2,156	11,431	47	$\leq 0,025$
4	2,194	11,462	9	(^a)
5	2,263	11,519	6	$\leq 0,01$
6	2,335	11,577	16	$\leq 0,036$
7	2,463	11,682	8	(^a)
8	2,540	11,745	41	
9	2,547	11,751	8	(^a)

(^a) Des résultats complets sont donnés dans le tableau III.

Les deux faibles rebondissements apparaissant à 1 792 et 1 850 keV ne peuvent pas être considérés comme des résonances de la réaction $^{18}\text{O}(\alpha, n\gamma_{350})^{21}\text{Ne}$. En effet, leur intensité n'est environ que le dixième de celle de la plus petite des résonances (1 873 keV, n° 1) et l'examen des spectres relevés à 1 792 et 1 850 keV montre que le photopic de 350 keV n'émerge pas du bruit de fond, alors qu'il est très visible pour toutes les résonances. Il est possible qu'il s'agisse de résonances de la réaction parasite $^{17}\text{O}(\alpha, \gamma)^{21}\text{Ne}$ (teneur des cibles en ^{17}O : 1 %). Il est à remarquer que dans toute notre courbe d'excitation, les résonances parasites dues à $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ n'ont pas été mises en évidence.

COURBE D'EXCITATION DE 2,7 A 5 MeV. — Cette région était de loin la mieux connue [3, 4, 5, 7, 8]. Comme il était prévisible, la courbe d'excitation $^{18}\text{O}(\alpha, n\gamma)^{21}\text{Ne}$ n'a mis en évidence aucune nouvelle résonance. Nous avons cependant relevé des spectres γ pour quelques niveaux de cette région. Les seuls niveaux ayant donné une intensité de transition $\omega\gamma$ suffisante pour entreprendre l'étude de la distribution angulaire sont ceux à 11,89 et 12,28 MeV étudiés précédemment [8]. Pour tous les autres niveaux, nous n'avons pu donner que des limites supérieures des intensités de transition $\omega\gamma$ pour les transitions $\gamma_0 + \gamma_1$ (Tableau II). De plus, la résonance à $2,711 \pm 0,010$ MeV était une

TABLEAU II

$E_{\text{rés}}$ MeV	J^π	E_x MeV	Γ_{tot} keV	$\frac{\omega\gamma}{(\gamma_0 + \gamma_1)}$ eV	Observations
—	—	—	—	—	—
2,711	1^-	11,89	13	(a)	
3,19	1^-	12,28	80	(a)	
3,44	(2^+)	12,48	15	$\leq 0,054$	Γ_{γ_0} et $\Gamma_{\gamma_1} \leq 0,8$ eV (b)
3,60	(2^+)	12,61	30	$\leq 0,15$	Γ_{γ_0} et $\Gamma_{\gamma_1} \leq 1,1$ eV (b)
4,10 (c)		13,02	50	$\leq 0,30$	
4,24 (c)		13,14	30	$\leq 0,28$	
4,27 (c)		13,16	30	$\leq 0,28$	
4,39 (c)		13,26	100	$\leq 0,0004$	
4,92		13,69	35	$\leq 0,84$	

(a) Des résultats complets sont présentés dans [8].

(b) Les Γ_γ sont calculés à l'aide des valeurs de J et de Γ_α de [6].

(c) Ces niveaux sont déjà mentionnés dans [7].

référence commune d'énergie [7] et de distribution angulaire ($J^\pi = 1^-$) [8].

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE LA CAPTURE RADIATIVE $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma) ^{22}\text{Ne}$. RÉSONANCE 4 (A 2,194 MeV). — Le niveau correspondant du ^{22}Ne se situe à 11,462 MeV. Le spectre γ obtenu dans les conditions d'angle solide maximum ne présentait que de faibles transitions γ_0 ($E_\gamma = 11,462$ MeV) et γ_1 ($E_\gamma = 10,185$ MeV).

La distribution angulaire était donc d'une mesure délicate. Elle a été relevée à trois reprises, chaque fois à cinq angles, avec des résultats concordants. Elle a de plus été corrigée pour le bruit de fond dû aux résonances voisines, grâce à deux distributions angulaires complètes, relevées l'une à $E_\alpha = 2,226$ MeV, c'est-à-dire dans le creux entre les résonances 4 et 5, l'autre à 2,156 MeV, c'est-à-dire au sommet de la résonance 3. La distribution angulaire corrigée, à 2,194 MeV, est présentée figure 3.

La distribution angulaire de la radiation γ_0 de 11,462 MeV a été obtenue pour la fenêtre d'énergie comprise entre 10,95 et 12,15 MeV. L'ajustement de cette distribution angulaire sous la forme

$$W(\theta) = 1 + \frac{A_2}{A_0} \cdot P_2(\theta)$$

(forme linéaire en fonction de $\cos^2 \theta$) par la méthode des moindres carrés nous a fourni une valeur $A_2/A_0 = -0,748 \pm 0,047$.

Une mesure de la distribution angulaire de la résonance à 2,711 MeV ($J^\pi = 1^-$) nous ayant permis de déduire le coefficient d'atténuation $J_2/J_0 = +0,840 \pm 0,034$, la valeur corrigée de A_2/A_0 était donc $-0,89 \pm 0,07$. Ce résultat permet de fixer $J^\pi = 1^-$ pour le niveau correspondant du ^{22}Ne à $E = 11,462$ MeV.

La distribution angulaire de la radiation γ_1 de 10,185 MeV (Fig. 3) a été obtenue pour le fenêtre

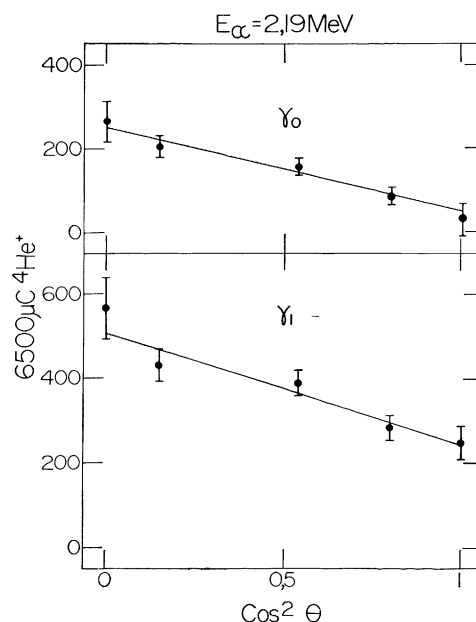


FIG. 3. — Distributions angulaires des rayonnements γ_0 et γ_1 de 11,462 et 10,185 MeV respectivement. Les droites représentent les ajustements obtenus par la méthode des moindres carrés.

d'énergie comprise entre 9,05 et 10,35 MeV. On obtient après correction pour l'atténuation de géométrie de détection $A_2/A_0 = -0,499 \pm 0,028$.

Une décomposition du spectre γ obtenu a permis de tenir compte d'une contribution égale à $20\% \pm 8\%$ des radiations γ_0 dans la fenêtre d'énergie considérée ce qui ramène le coefficient A_2/A_0 à la valeur $-0,594 \pm 0,032$.

Ce rapport, exprimé par

$$\frac{A_2}{A_0} = \frac{-0,1 + 1,342x - 0,5x^2}{1 + x^2} \quad [13],$$

permet pour cette transition $1^- \rightarrow 2^+$ ($E1, M2$) de déterminer le coefficient de mélange x ainsi que le rapport x^2 des intensités quadrupôle/dipôle. Ces quantités, ainsi que l'intensité relative des radiations γ_0 et γ_1 , compte tenu des distributions angulaires obtenues, et les valeurs des largeurs partielles Γ_{γ_0} et Γ_{γ_1} , sont présentées, tableau III.

RÉSONANCE 7 (A 2,463 MeV). — Le niveau correspondant du ^{22}Ne se situe à 11,682 MeV. Comme pour la résonance précédente, le rendement de la capture radiative est faible. La distribution angulaire obtenue a été corrigée pour le bruit de fond mesuré grâce à des distributions effectuées de part et d'autre de la résonance.

La distribution angulaire de la radiation γ_0 de 11,682 MeV a été obtenue pour la fenêtre d'énergie gamma comprise entre 11,17 et 12,37 MeV. Elle est présentée figure 4 en fonction de $\cos^2 \theta$ et est correctement ajustée par une forme parabolique ce qui carac-

TABLEAU III

Transition γ_0							Transition γ_1				
N° rés.	$E_{\text{rés}}$ MeV	E_x ^{22}Ne MeV	J^π	Γ_t keV	Γ_{γ_0} eV	$ M ^2$ Unités de Weisskopf	x Coefficient de mélange quad./dip.	x^2	Γ_{γ_1} eV	$ M ^2$ Unités de Weisskopf	$\Gamma_{\gamma_0}/\Gamma_{\gamma_1}$
4	2,194	11,462	1 ⁻	9	[$\omega\gamma_0=0,8\pm0,2$ eV ^(a)]			[$\omega\gamma_1=1,9\pm0,4$ eV ^(a)]			0,44 ± 0,04
7	2,463	11,682	2 ⁺	8	1,8 ± 0,5	2,7	~ 1,3	~ 1,7	5,9 ± 2,1	$M_1 : 0,1$	0,30 ± 0,06
					(^b)				(^b)	$E_2 : 10$	
9	2,547	11,751	1 ⁻	8	0,17 ± 0,1	0,2 × 10 ⁻³	— 0,27 ± 0,01	0,07 ± 0,004	0,12 ± 0,08	$E_1 : 0,000\ 2$ $M_2 : 0,6$	1,4 ± 0,9
					(^c)						

(a) La valeur de Γ_α n'étant pas connue, on ne peut calculer Γ_γ .

(b) Calculé avec la valeur de Γ_α de la référence [4].

(c) Calculé avec la valeur de Γ_α de la référence [3].

térise sans ambiguïté un niveau $J^\pi = 2^+$, en accord avec Powers et ses coll. [4].

La distribution angulaire de la radiation γ_1 de

gré l'importante incertitude expérimentale sur ces coefficients, on peut déterminer le facteur de mélange $E2/M1$ d'après les relations [13]

$$\frac{A_2}{A_0} = \frac{0,500 + 1,464 x - 0,153 x^2}{1 + x^2}$$

et

$$\frac{A_4}{A_0} = \frac{-0,490 x^2}{1 + x^2}$$

Les solutions de ces deux équations, calculées pour les valeurs

$$0,76 < \frac{A_2}{A_0} < 1,114 \quad \text{et} \quad -0,32 > \frac{A_4}{A_0} > -1,08$$

concordent au voisinage de $x \cong 1,3$, ce qui correspond à un rapport d'intensité $E2/M1 \cong 1,7$.

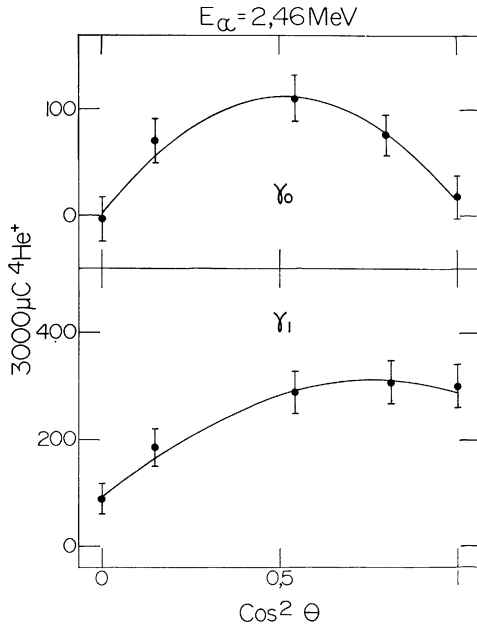


FIG. 4. — Distributions angulaires des rayonnements γ_0 et γ_1 de 11,682 et 10,405 MeV respectivement. Les courbes représentent les ajustements obtenus par la méthode des moindres carrés.

10,405 MeV (fenêtre d'énergie gamma de 9,27 à 10,57 MeV) est présentée figure 4 après correction pour la contribution du rayonnement γ_0 dans la fenêtre de sommation. On obtient le meilleur ajustement par une forme

$$W(\theta) = 1 + \frac{A_2}{A_0} P_2(\theta) + \frac{A_4}{A_0} P_4(\theta)$$

pour $A_2/A_0 = 0,80 \pm 0,16$ et $A_4/A_0 = -0,39 \pm 0,21$.

En utilisant comme facteur d'atténuation $J_2/J_0 = 0,840 \pm 0,034$ et $J_4/J_0 = 0,560 \pm 0,045$ [11], on obtient $A_2/A_0 = 0,95 \pm 0,19$ et $A_4/A_0 = -0,70 \pm 0,38$. Mal-

RÉSONANCES 8 ET 9 (A 2,540 MeV ET 2,547 MeV). — Les niveaux correspondants du ^{22}Ne se situent à 11,745 et 11,751 MeV. Ce dernier niveau a été étudié dans les travaux [3, 4, 7] qui lui attribuent une largeur $\Gamma_t = 8 \text{ keV}$ et $J^\pi = 1^-$, sans mention du niveau voisin large ($\Gamma_t = 41 \text{ keV}$) qui ressort clairement de la courbe d'excitation (Fig. 2). Nous avons donc relevé des distributions angulaires de longue durée aux énergies $E_\alpha = 2,500, 2,527$ et $2,547 \text{ MeV}$, à l'aide d'une cible mince puis d'une cible épaisse. Ces mesures n'ont cependant mis en évidence aucune contribution particulière de la résonance large. En effet, si les distributions angulaires de la radiation γ_0 obtenues avant l'énergie de résonance à 2,500 MeV sont encore isotropes, à 2,527 MeV elles correspondent déjà à une transition $1^- \rightarrow 0^+$, tout comme à l'énergie 2,547 MeV. De plus, le rendement mesuré de la réaction $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma_0) ^{22}\text{Ne}$ à 2,527 MeV est plus faible qu'à 2,547 MeV. Il n'est pas possible de conclure quant au spin du niveau large à 2,540 MeV, ni même de déterminer son intensité de transition vers le niveau fondamental et le premier niveau excité du ^{22}Ne .

Pour le niveau correspondant à la résonance 9 (2,547 MeV), la distribution angulaire du rayonnement γ_0 , mesurée à l'énergie de résonance, confirme l'attribution $J^\pi = 1^-$. Le meilleur ajustement en polynômes de Legendre a été obtenu pour la valeur $A_2/A_0 = -1,20 \pm 0,13$. A la même énergie, la distribution angulaire du rayonnement γ_1 de 10,474 MeV est correctement ajustée pour la valeur $A_2/A_0 = -0,47 \pm 0,19$. Les largeurs partielles obtenues sont $\Gamma_{\gamma_0} = 0,17 \pm 0,1$ eV et $\Gamma_{\gamma_1} = 0,12 \pm 0,08$ eV et le coefficient de mélange de multipolarité $M2/E1$, pour le rayonnement γ_1 a été trouvé égal à $-0,27 \pm 0,01$.

Conclusion. — L'application du modèle SU3 [14] ou de calculs du type Hartree-Fock [15] n'est actuellement pas en mesure de rendre compte des facteurs spectroscopiques des niveaux du ^{22}Ne d'énergie supérieure à 6 MeV, ni d'en préciser les configurations.

Les présents résultats complètent cependant l'étude expérimentale de la région d'excitation de 11 à 14 MeV.

Les distributions angulaires effectuées aux énergies de résonance 2,194 MeV, 2,463 MeV et 2,547 MeV ont permis l'étude des niveaux correspondants du ^{22}Ne . Les résultats sont présentés tableau III. Il conviendrait d'y joindre les résultats pour les résonances à 2,711 MeV et 3,190 MeV précédemment publiés [8] (*).

La faible section efficace du processus de désexcitation électromagnétique des niveaux du ^{22}Ne vers le niveau fondamental, ne permet pas d'appliquer la même méthode aux autres niveaux du domaine étudié. En effet, les mesures longues effectuées aux différentes énergies de résonance ont mis en évidence des limites supérieures des intensités de transition $\omega\gamma$ (Tableaux I et II) trop faibles pour nos possibilités actuelles de détection.

(*) Les largeurs partielles Γ_{γ_1} des niveaux correspondants exprimés en unités de Weisskopf sont respectivement

$$|M|^2(E1) = 0,5 \times 10^{-3}, |M|^2(M2) = 1,5$$

pour le premier, $|M|^2(E1) = 2,9 \times 10^{-3}, |M|^2(M2) = 12$ pour le second.

Bibliographie

- [1] AKIYAMA (Y.), ARIMA (A.) et SEBE (T.), *Nucl. Phys.*, 1969, **A138**, 273.
- [2] WILDENTHAL (B. H.) et NEWMAN (E.), *Phys. Rev.*, 1968, **175**, 1431.
- [3] GORODETZKY (S.), PORT (M.), GRAFF (J.), THIRION (J. M.) et CHOURAQUI (G.), *J. Physique*, 1968, **29**, 271 ; et PORT (M.), Thèse, Université de Strasbourg, Juin 1966.
- [4] POWERS (D.), BAIR (J. K.), FORD JR. (J. L. C.) et WILLARD (H. B.), *Phys. Rev.*, 1964, **134**, B1237.
- [5] BONNER (T. W.), KRAUS JR. (A. A.), MARION (J. B.) et SCHIFFER (J. P.), *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 1348.
- [6] WEINMAN (J. A.), MEYER-SCHUTZMEISTER (L.) et LEE JR. (L. L.), Argonne Report, 1963.
- [7] BAIR (J. K.) et WILLARD (H. B.), *Phys. Rev.*, 1962, **128**, 299.
- [8] GRAFF (J.), CHOURAQUI (G.), PORT (M.), THIRION (J. M.), JANG (S.) et MULLER (Th.), *J. Physique*, 1968, **29**, 141.
- [9] GORODETZKY (S.), GRAFF (J.), THIRION (J. M.), CHOURAQUI (G.), VAUTRIN (J. P.) et PORT (M.), *Nucl. Instr. and Meth.*, 1967, **53**, 22.
- [10] ROSE (M. E.), *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 610.
- [11] RUTLEDGE (A. R.), Atomic Energy of Canada Limited Report, AECL-1450, 1964.
- [12] GOVE (H. E.), dans « Nuclear Reactions I » édité par P. M. Endt et M. Demeur, North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1959.
- [13] SHARP (W. T.), KENNEDY (J. M.), SEARS (B. J.) et HOYLE (M. G.), Chalk River Report CRT-556, 1954.
- [14] HARVEY (M.), dans « Advances in Nuclear Physics » (Vol. I), édité par M. Baranger et E. Vogt, Plenum Press, New York, 1968.
- [15] RIPKA (G.), dans « Advances in Nuclear Physics » (Vol. I), édité par M. Baranger et E. Vogt, Plenum Press, New York, 1968.